

## ОСОБЕННОСТИ ПРОЦЕССОВ ИОНИЗАЦИИ И ИЗЛУЧЕНИЯ ЗА СИЛЬНЫМИ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ В ВОЗДУХЕ

В. А. Горелов, Л. А. Кильдюшова

(Жуковский) ]

В 1960—1970 гг. проведены многочисленные эксперименты по изучению излучательных процессов в воздухе (см., например, [1]) в основном в ударных трубах. Исследования охватывали широкий спектральный диапазон ( $\lambda = 200\text{—}6000$  нм), равновесные значения температур 2000—14000 К при давлении газа  $p_0 > 13$  Па. На основе экспериментов установлена роль различных излучательных процессов и уточнены значения параметров, необходимых для квантово-механических расчетов излучения. Результаты подробного расчета равновесного излучения воздуха представлены в таблицах [1, 2].

Сравнивая расчетные значения спектральной интенсивности излучения воздуха с данными экспериментальных работ, можно сделать следующее заключение. Основной массив экспериментальных результатов, полученных в ударных трубах, относится к значениям  $T \leq 10^4$  К и  $\rho \geq 10^{-3} \rho_0$  ( $\rho_0$  — плотность в нормальных условиях,  $\rho$  — плотность газа). При этом видно хорошее согласие между результатами экспериментов и расчетов. Более сложная ситуация наблюдается при анализе данных, найденных при высоких температурах и низких значениях  $\rho$ . Большая часть экспериментов при  $T > 10^4$  К выполнена в ударных трубах при наблюдении излучения в области за отраженной ударной волной (УВ) при относительно высокой плотности и давлении газа. При низких давлениях и  $T > 10^4$  К изучение излучательной способности проводилось в немногих работах (например, [3, 4]). В них не анализировались экспериментальные условия для выяснения наличия за УВ локального термодинамического равновесия (ЛТР). Считалось, что в области за УВ, соответствующей выходу регистрируемого сигнала приемника излучения на квазистационарный уровень, существует ЛТР. Полученные в этих условиях значения спектральной интенсивности излучения  $\lambda = 500; 6100$  нм при  $v_s > 11$  км/с заметно ниже соответствующих расчетных величин (если расчет проведен с использованием [1, 2]).

В [5] обращено внимание на то, что в условиях ударных труб, работающих в режиме больших скоростей ( $v_s > 9$  км/с) и низких начальных давлений воздуха ( $p_0 < 132$  Па), когда основным ионизационным процессом становится электронный удар в квазистационарной пробке нагретого газа, за УВ может не наблюдаться ЛТР вследствие высвечивания излучения в линиях и обеднения заселенности уровней возбужденных атомов. Отсутствие ЛТР проявляется в уменьшенном значении электронной концентрации  $n_e$  в пробке газа за УВ [5, 6]. Эффект уменьшения  $n_e$  по сравнению с равновесным уровнем при  $v_s > 9$  км/с и  $p_0 = 13$  Па впервые, по-видимому, обнаружен в [7]. Уменьшение степени ионизации в случае нарушения условий ЛТР должно существенным образом влиять на параметры газа в пробке газа, так как при  $v_s > 9$  км/с ионизация воздуха за УВ становится энергоемким процессом. В этих условиях можно ожидать существенного отклонения излучательных характеристик газа в ударном слое от равновесных значений. В [5] обнаружено, что при  $v_s = 12$  км/с и  $p_0 = 26$  Па излучение в линии кислорода ( $\lambda = 773,3$  нм) более чем в 40 раз меньше соответствующего равновесного значения. Однако данных о систематическом изучении излучательных характеристик воздуха в вышеуказанных условиях нет, что и послужило основанием для настоящей работы, где помимо результатов измерений излучательных характеристик представлены результаты экспериментов по измерению ионной концентрации, электронной температуры и температуры возбуждения атомов кислорода.

1. Эксперименты по изучению параметров газа за сильной УВ проводились в электроразрядной ударной трубе [8], в них исследовались УВ, распространяющиеся в каналах длиной  $l = 4\text{—}5$  м с различным внутренним диаметром ( $d = 35; 57; 110$  мм). Основная часть канала представляла собой стеклянную трубу (толщина стенок 5—10 мм), которая оканчивалась стальным отсеком с окнами наблюдения и ионизационными датчиками для определения скорости  $v_s$  падающей УВ. Точность определения  $v_s$  системой с цифровым отсчетом  $\sim 2\%$ . Весь канал трубы очищался после трех пусков, перед каждым пуском заменялись стекла в окнах наблюдения. Канал перед пуском откачивался и заполнялся осушенным воздухом до  $p_0 = 66\text{—}6,6$  Па. Основная часть экспериментов проведена при  $p_0 = 26$  Па. В контрольных пусках непрерывно прокачивался воздух при заданном давлении.

В спектральных исследованиях применялся 4-канальный дифракционный спектрометр ДФС-33. При  $\lambda < 600$  нм измерения проводились в спектре второго порядка (линейная дисперсия  $\sim 1,3$  нм/мм) с использованием ФЭУ-18, при  $\lambda > 600$  нм — в спектре первого порядка с ФЭУ-22. Сигналы с фотоумножителей через предварительные усилители поступали на осциллографы С8-2. Установка блоков с ФЭУ в заданном участке спектра контролировалась по спектрам Hg, He,  $N_2$  при  $\lambda \leq 600$  нм и по линиям неона в инфракрасной области. Погрешность при установке входной щели блока ФЭУ в области сплошного спектра воздуха не превышала +1 нм. Точная настройка на исследуемые линии 01 в инфракрасной области производилась по спектру воздуха искрового разряда между медными электродами. Разряд инициировался искровым генератором ИГ-3.

Для уменьшения систематических ошибок при измерениях интенсивности излучения использовались оптические системы освещения входной щели двух типов. Двухлинзовая система обладала большей светосилой, а однолинзовая гарантировала отсутствие виньетирования. Для разделения порядков при одновременной регистрации в видимой и инфракрасной областях спектра применялись стеклянные светофильтры.

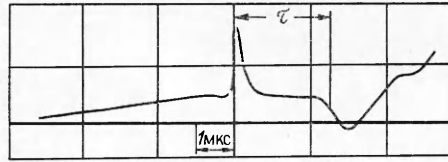
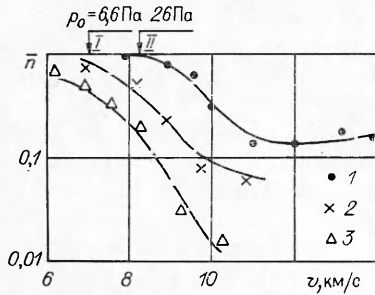
Энергетическая градуировка каналов регистрации проводилась вольфрамовой лампой СИ-6-100, метрологическая тарировка лампы — в режиме питания постоянным током от стабилизированного источника МТКС-35 на длине волны  $\lambda = 650$  нм. Градуировочные данные по спектру пересчитывались на основе результатов [9].

Концентрацию ионов в пробке за УВ определяли с помощью цилиндрических электростатических зондов одноразового использования, радиус зондов  $r_p = 80$  мкм (число Кнудсена  $K_n \approx 1$  при  $p_0 = 26$  Па), зондовое напряжение  $V = -10$  В. Предварительно проведены подробные исследования функционирования зондов в условиях эксперимента [10]. При  $v_s > 9$  км/с зондовые измерения контролировались измерением  $n_e$  по штарковскому уширению линии  $H_R$  [6].

Электронная температура  $T_e$  определялась с помощью одного из вариантов «плавающего» тройного зонда [11]. Три цилиндрических электрода зонда  $P_1, P_2, P_3$  диаметром 80 мкм, длиной рабочего участка 2 мм располагались на расстоянии 2,5 мм друг от друга. Наряду с цилиндрическими электродами в части экспериментов применялись плоские электроды размером  $2 \times 7$  мм (толщина  $\sim 0,1$  мм). Все зонды были одноразового использования, перед пуском они очищались тлеющим разрядом. На электроды  $P_2 - P_3$  подавалось напряжение  $\sim 5$  В от изолированного источника, а разность потенциалов  $V_{1,2}$  между электродами  $P_1 - P_2$  регистрировалась дифференциальной системой с высокоомным входом. В упрощенном варианте [11] соотношение между  $V_{1,2}$  и  $T_e$  имеет вид  $V_{1,2} = (kT_e/2) \ln 2$ . Анализ нижеприведенных результатов определения  $T_e$  таким способом показал, что при  $v_s = 6,5-9,5$  км/с измеренные квазистационарные значения  $T_e$  в пробке газа за УВ согласуются с соответствующими равновесными расчетными значениями.

2. Результаты измерения  $n_e$  за УВ при  $p_0 = 6,6-26$  Па показаны на рис. 1. По оси отложены отношения измеренных значений  $n_e$  к соответствующим равновесным [12]:  $\bar{n} = n_e/n_{ep}$  (точки 1-3 относятся к  $p_0 = 26; 13; 6,6$  Па и  $d = 57; 102; 102$  мм). Стрелками I и II около оси абсцисс показаны значения  $v_{sI,II}$ , при которых в равновесном расчете [12] концентрации  $NO^+$  и  $N^+$  сравниваются. При  $v_s > v_{sI,II}$  основным механизмом ионизации становится электронный удар. Видно существенное отличие измеренных значений  $n_e$  в пробке за УВ от соответствующих  $n_{ep}$ .

На рис. 2 приведен вид осциллограммы сигнала с тройного зонда при регистрации  $T_e$  ( $p_0 = 13$  Па,  $v_s = 9,7$  км/с). Значение сигнала пропорционально  $T_e$ . Отметим его характерные особенности. Перед фронтом УВ наблюдается плавное возрастание  $T_e$  в зоне предшествующей ионизации. Непосредственно за фронтом во всем исследованном диапазоне  $v_s$  наблюдается резкий пик сигнала, что свидетельствует о наличии зоны



Р и с. 2

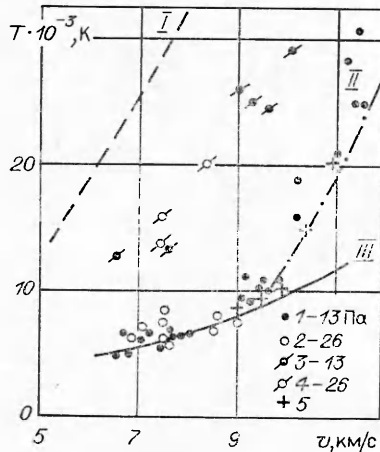
Р и с. 1

с высоким значением  $T_e$  в релаксационной области ударного фронта. При  $v_s > 8$  км/с после начального пика  $T_e$  выходит на квазистационарный уровень в пробке ударно-нагретого газа. При  $v_s \leq 7,5$  км/с после пика  $T_e$  сигнал падает до некоторого минимального значения с последующим его возрастанием до соответствующего квазистационарного уровня.

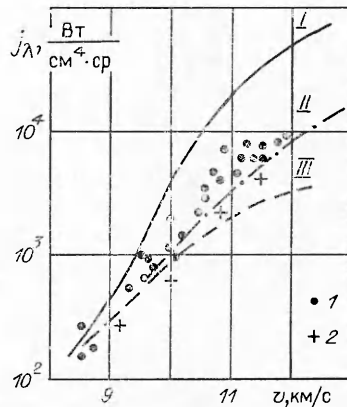
На рис. 3 представлены полученные зависимости  $T_e = f(v_s)$  для квазистационарной области (точки 1 и 2) и максимума  $T_e$  в неравновесном пике (точки 3, 4). Максимальные значения  $T_e$  в пике могут быть занижены вследствие недостаточного пространственного разрешения ( $\Delta x = 2$  мм). Линия I — расчет  $T$  за УВ для совершенного газа, III — расчетная равновесная температура  $T_p$  за УВ. Видно, что при  $v_s \leq 9$  км/с измеренные значения  $T_{es}$  в квазистационарной области согласуются с  $T_p$ . При больших скоростях  $T_{es} > T_p$  и при  $v_s = 12$  км/с  $T_{es}/T_p \approx 2-2,5$ .

Результаты измерения спектрального коэффициента излучения  $j_\lambda$  на длинах волны  $\lambda = 510, 520$  нм приведены на рис. 4 (точки I). Так как в экспериментах при фиксированном значении  $v_s$  не было замечено разности в значениях  $j_\lambda$  при  $\lambda = 510$  и  $520$  нм, они на рис. 4 обозначены одинаково. Кривая I — расчет  $j_\lambda$  при  $\lambda = 510$  нм в равновесных условиях по таблицам [1, 2]. Видно, что при  $v_s \leq 9$  км/с экспериментальные значения  $j_\lambda$  согласуются с расчетными, а при больших скоростях УВ измеренные значения  $j_\lambda$  существенно (в 4–6 раз при  $v_s = 10-12$  км/с) меньше расчетных.

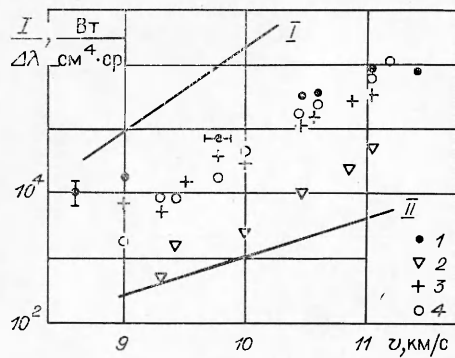
Проведен приближенный расчет зависимости  $j_\lambda = f(v_s)$  при  $\lambda = 510$  нм с учетом результатов экспериментов по измерению  $n_e$  при  $v_s = 8-12$  км/с. Предполагалось, что все молекулярные коэффициенты поглощения (в системах  $N_2(1+)$ ,  $N_2^+(1-)$ ,  $NO(\beta)$ ) отвечают равновесным значениям  $p$  и  $T$  за УВ по [1, 2]. При расчетах коэффициентов поглощения в свободно-свободных и свободносвязанных переходах использовались равновесные значения  $N$ ,  $O$ ,  $NO$  и экспериментально измеренные  $n_e$  и  $n_i$ . Коэффициент поглощения, обусловленный фотоотрывом  $O^-$ , рассчитан при сечении процесса  $\sigma = (6,5-7) \cdot 10^{-18}$  см<sup>2</sup> [1]. Результат этого



Р и с. 3



Р и с. 4



Р и с. 5

На рис. 5 показаны результаты измерения четырех линий кислорода в инфракрасной области спектра  $\lambda = 777,3; 794,9; 844,6; 926,3$  нм при  $p_0 = 26$  Па. Спектральные характеристики этих линий даны в [1, 2]. На рис. 5 интенсивность излучения в линиях определена через излучение  $I$ , регистрируемое спектрометром в интервале  $\Delta\lambda = 1,3$  нм, содержащим исследуемую линию и фон сплошного спектра. Представленные результаты экспериментов позволяют наглядно сопоставить интенсивность спектральной линии и фона в эксперименте. Кривая II отвечает интенсивности излучения сплошного спектра при  $\lambda = 800$  нм в рассматриваемом спектральном интервале,  $I$  — расчет равновесного значения излучательной характеристики линии  $\lambda = 777,3$  нм. Видно, что расчетные значения существенно превышают экспериментальные при  $v_s > 8,5$  км/с.

Среднеквадратичное относительное отклонение измеренных зондовым методом значений  $n_e$  от соответствующих равновесных при  $p_0 = 26$  Па и  $v_s = 4-9$  км/с не превышает 30%. При  $v_s > 9$  км/с разброс результатов зондовых измерений не превосходит  $\pm 50\%$ , они хорошо (см. [6]) согласуются с измерением  $n_e$  по штарковскому уширению линии  $H_\beta$ . Точность последнего метода оценивается в  $\sim 20\%$ . При  $p_0 = 13,66$  Па измерений  $n_e$  было выполнено меньше, их анализ показывает, что  $n_e$  определяется с точностью до коэффициента 2.

Значения  $T_e$ , измеренные тройным зондом при  $v_s \leq 9$  км/с, согласуются с соответствующими равновесными с относительным среднеквадратичным отношением 7–10%. При  $v_s > 9$  км/с точность определения  $T_e$  оценивается в 20%.

Суммарная погрешность определения интенсивности излучения в сплошном спектре и в линиях оценивается в 60–70%. Ошибка, обусловленная вкладом далеких крыльев линий, не попадающих в спектральный интервал регистрации, составляет ее малую часть, так как даже для самой уширенной линии ( $\lambda = 794,9$  нм [2]) оценка ошибки из-за неучета крыльев линии (по [13]) дает  $\sim 12\%$ . Для всех остальных линий эта ошибка уменьшается на порядок и более.

3. Как уже отмечалось, отличие  $n_e$  за сильной УВ при низких значениях  $p_0$  от расчетных равновесных в [5] объясняется отсутствием в пробке газа локального термодинамического равновесия вследствие влияния высвечивания на заселенность возбужденных уровней атомов N и O. В рассматриваемых условиях отсутствие ЛТР подтверждается невыполнимостью критерия Грима [13] для оптически прозрачной плазмы:

$$(3.1) \quad n_e \geq 10^{18} \left( \frac{E_r}{E_i} \right)^3 \left( \frac{kT_e}{E_i} \right)^{1/2}, \text{ см}^{-3},$$

где  $E_i$  — энергия ионизации атома;  $E_r$  — энергия возбуждения резонансного уровня. В условиях эксперимента (3.1) сводится к требованию

расчета представлен на рис. 4 кривой III. Видно, что результаты эксперимента при  $v_s > 9,5$  км/с лежат выше нее. При  $v_s > 10$  км/с расхождение между расчетом и экспериментом превышает погрешность последнего. Точки 2 — осредненные значения  $j_\lambda$ , полученные в [4]. Эксперименты проводились в ударной трубе с внутренним диаметром канала 152 мм при  $p_0 = 13$  Па. Сравнение данных этих измерений с расчетом  $j_\lambda$  по [1] показывает, что при  $v_s \geq 10$  км/с также наблюдается отмеченное выше расхождение между расчетом и экспериментом.

$n_e \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ . Измеренные значения  $n_e < 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$  ( $p_0 = 26 \text{ Па}$ ,  $v_s \leq 15 \text{ км/с}$ ), а при  $v_s = 10-11 \text{ км/с}$   $n_e = (2-4) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Другим процессом, который может влиять на  $n_e$  в пробке относительно небольших размеров, является диффузия.

Критерий, определяющий условия, при которых следует ожидать влияния на  $n_e$  процессов диффузии, можно получить, проводя известную аналогию между течением газа в пробке за падающей УВ и в ударном слое около критической точки затупленного тела. В [14] приведена корреляционная зависимость  $n_e/n_{ep} = K$  для вязкого ударного слоя в области критической точки тела с радиусом затупления  $R$  ( $K = \text{Re}_0 \Lambda_i^2 / (1 + \Lambda_i^2)$ ),  $\text{Re}_0$  — число Рейнольдса по условиям в области торможения ( $\text{Re}_0 = u_\infty \rho_\infty R / \mu_0$ ),  $\mu_0$  — вязкость,  $\Lambda_i = \tau / \tau_i$ ,  $\tau$  — характерное газодинамическое время течения,  $\tau_i$  — время ионизации за прямой УВ). Отношение  $n_e/n_{ep} < 1$ , если  $K < 10^3$ . В случае рассмотрения условий в пробке за УВ можно ввести  $\text{Re}_s = v_s \rho_1 \Delta / \mu_1$  ( $\rho_1, \mu_1$  — плотность и вязкость за УВ,  $\Delta$  — толщина пробки) и соответствующий корреляционный параметр  $K_s$ . Расчет показывает, что при  $v_s = 10-11 \text{ км/с}$ ,  $p_0 = 26 \text{ Па}$ ,  $\Delta \approx 3 \text{ см}$   $K_s \approx 10^3$ . Таким образом, в рассматриваемых условиях диффузия, по-видимому, не влияет существенным образом на электронную концентрацию в пробке. Заметное влияние диффузии следует ожидать при  $p_0 < 6,5 \text{ Па}$ .

При  $v_s \geq 10 \text{ км/с}$  степень ионизации газа за УВ  $\alpha_i \geq 0,1$  и  $E_i$  становится существенным слагаемым полной внутренней энергии  $E$  (при  $v_s = 11 \text{ км/с}$   $E_i = 0,2E$ ). В этом случае отсутствие равновесия по ионизации влияет на основные термодинамические параметры газа за УВ. В частности, снижение уровня ионизации должно приводить к возрастанию температуры газа в пробке  $T$ . Результаты расчета  $T$  с учетом измеренных значений  $n_e$  и данных термодинамического расчета состояния газа за УВ при наличии ЛТР [12] представлены на рис. 3 кривой II. Видно, что расчетная кривая хорошо согласуется с результатами измерения  $T_e$ . Отметим, что время установления равновесия по температурам между ионами и электронами в условиях эксперимента [13]  $\tau_{i,e} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ с} \ll \tau$ .

С учетом увеличения  $T$  в пробке за УВ пересчитана зависимость от  $v_s$  коэффициента излучения  $j_\lambda$  в области сплошного спектра при  $\lambda = 510 \text{ нм}$ . Соответствующая кривая II на рис. 4 находится в лучшем согласии с результатами экспериментов.

Из данных, представленных на рис. 5, видно, что заселенности возбужденных атомарных уровней в квазистационарной пробке газа отличаются от равновесных. В режимах простейшего подхода [5] заселенность уровня  $j$  в оптически неплотной плазме может быть представлена в виде

$$(3.2) \quad n_j = n_{jp} / (1 + \tau_c / \tau_r),$$

где  $n_{jp}$  — равновесная заселенность уровня;  $\tau_r$  — радиационное время жизни;  $\tau_c$  — характерное время безызлучательного столкновительного перехода (время тушения в столкновениях). Предположим, что для уровней, отвечающих исследуемым линиям спектра кислорода, значения  $\tau_c / \tau_r$  одинаковые. Тогда распределение заселенностей можно характеризовать температурой возбуждения  $T_b$ . Результаты ее определения по методу относительных интенсивностей представлены на рис. 3 точками 5. Характерно, что  $T_b$  согласуется с  $T_e$  и  $T$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Каменщиков В. А., Пластинин Ю. А., Николаев В. М., Новицкий Л. А. Радиационные свойства газов при высоких температурах. — М.: Машиностроение, 1971.
2. Авилова И. В., Биберман Л. М., Воробьев В. С. и др. Оптические свойства горячего воздуха. — М.: Наука, 1970.
3. Allen R. A., Textoris A., Wilson J. Measurements of the freebound and free-free continua of nitrogen, oxygen and air // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer. — 1965. — V. 5. — P. 95.

4. Wilson J. Ionization rate of air behind high-speed shock waves // Phys. Fluids.— 1965.— V. 9, N 10.
5. Залогин Г. Н., Лунев В. В., Пластинин Ю. А. Ионизация и неравновесное излучение воздуха за сильными ударными волнами // Изв. АН СССР. МЖГ.— 1980.— № 1.
6. Горелов В. А., Кильдюшова Л. А. О результатах зондовых измерений ионизации воздуха за сильными ударными волнами // Письма в ЖТФ.— 1981.— Т. 7, вып. 21.
7. Sharfman W. E., Taylor W. C. Use ion probes in supersonic plasma flow // AIAA J.— 1970.— V. 8, N 6. Рус. пер. Использование ионных зондов в условиях сверхзвукового потока плазмы // РТК.— 1970.— Т. 8, № 6.
8. Гладышев М. К., Горелов В. К., Чернышев В. М. Электроразрядная ударная труба для аэрофизических исследований // Проблемы физической газовой динамики (Тр. ЦАГИ).— 1975.— Вып. 1656.
9. De Vos J. A new determination of the emissivity of tungsten ribbon // Physica.— 1954.— V. 20, N 10.
10. Горелов В. А., Кильдюшова Л. А. Особенности характеристик электрических зондов в переходном режиме в сверхзвуковом потоке плазмы // ТВТ.— 1985.— Т. 23, № 2.
11. Chen Sin-Li, Sekiguchi T. Instantaneous direct-display system of plasma parameters by means of triple probe // J. Appl. Phys.— 1965.— V. 36, N 10.
12. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах.— М.: Машиностроение, 1965.
13. Грим Г. Спектроскопия плазмы.— М.: Атомиздат, 1969.
14. Горелов В. А., Королев А. С., Никольский В. С. Об ионизации газа в вязком ударном слое и моделировании этого процесса в лабораторном эксперименте // ПМТФ.— 1985.— № 6.

Поступила 5/VIII 1986 г.

УДК 533.601.18

## ДИФФУЗИОННОЕ ОПИСАНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В БИНАРНОЙ СМЕСИ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛ — КВАНТОВЫХ ОСЦИЛЛЯТОРОВ

О. В. Скрёбков  
(Черноголовка)

Впервые химическая активация системы с последующим преодолением активационного барьера рассмотрена Крамерсом [1] как диффузионный стохастический процесс в фазовом пространстве с использованием формализма теории броуновского движения Эйнштейна. В последующие годы диффузионная модель применялась к различным кинетическим процессам, как например: конденсация [2], электронное возбуждение и ионизация [2], установление равновесия по поступательным степеням свободы молекул ( $TT$ -релаксация) [3], вращательно-поступательная  $RTT$ - и  $RT$ -релаксация [4, 5], колебательно-поступательная  $VT$ -релаксация [6—9] (с учетом реакции диссоциации — рекомбинации [10—12] и радиационной дезактивации [13]), колебательно-вращательно-поступательная  $VRT$ -релаксация и диссоциация [14], колебательно- $VVT$ -релаксация в однокомпонентном газе [15—17] (с учетом гибели возбужденных частиц в химических реакциях [18]), колебательная  $VVV'T$ -релаксация в бинарной газовой смеси [19—22].

Во всех перечисленных случаях с термином «диффузионный процесс» связывается процесс одномерной [1—3, 5—18, 20—23] или двумерной [4, 14, 19] диффузии в непрерывном пространстве импульсов, моментов и (или) энергий либо соответствующих квантовых чисел \*, описывающийся обобщенным уравнением диффузии типа уравнения Фоккера — Планка или при наличии дискретных состояний системой таких уравнений [22, 23]. Основным условием, обеспечивающим применимость диффузионной модели, является малость изменения  $\Delta \epsilon$  координаты  $\epsilon$  (колебательная или вращательная энергия, момент импульса, масса зародыша и т. п.) в элементарном акте (колебательный или вращательный переход, присоединение молекулы к зародышу и т. п.), т. е.

$$(1.1) \quad \Delta \epsilon \ll \epsilon \text{ или } n \ll v$$

( $v$  и  $n$  — квантовое число и его изменение в элементарном акте). С другой стороны, в релаксационных задачах, для того чтобы пространство (например, энергию или соответствующее квантовое число) можно было считать непрерывным, система долж-

\* При описании процесса конденсации, согласно теории Я. Б. Зельдовича (1942) (см. [2]), это процесс диффузии в «пространстве размеров» зародышей конденсированной фазы.